



# Mesure de la production de beauté dans les collisions Pb-Pb centrales au LHC à l'aide du spectromètre à muons du détecteur ALICE

B. Sarr

## ► To cite this version:

B. Sarr. Mesure de la production de beauté dans les collisions Pb-Pb centrales au LHC à l'aide du spectromètre à muons du détecteur ALICE. 2005, pp.1-29. in2p3-00024946

**HAL Id: in2p3-00024946**

**<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00024946>**

Submitted on 27 Oct 2005

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



**UNIVERSITE BLAISE PASCAL**

U.F.R. Sciences Exactes et Naturelles

## **STAGE JANUS**

présenté par

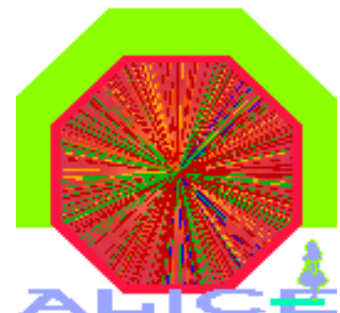
**Sarr Blaise**

étudiant en licence de physique

**Mesure de la production de beauté dans les collisions Pb-Pb centrales au LHC à l'aide du spectromètre à muons du détecteur ALICE**

**Responsable: Rachid Guernane**

**Laboratoire de Physique Corpusculaire  
de Clermont-Ferrand**





## **Remerciements :**

Je tiens à remercier Rachid Guernane pour m'avoir soutenu durant tout le déroulement du stage. Son aide et sa grande disponibilité m'ont permis de m'adapter rapidement au travail et d'acquérir beaucoup de connaissances tant sur le plan informatique que sur la physique des particules. En effet, ce stage m'a permis de connaître la nature du travail en laboratoire et de me familiariser avec MATLAB très utilisé dans l'univers scientifique.

Je souhaite aussi remercier Fabien Guérin pour son aide et Madame Fonvieille de m'avoir choisi pour ce stage.

Je tiens aussi à remercier le l'Institut National de Physique Nucléaire et des particules (IN2P3/CNRS) pour avoir permis à des étudiants du premier cycle d'effectuer des stages au sein de laboratoires de recherche scientifique.

# Table des matières

## Remerciements

## Introduction

### Chapitre1 contexte théorique

<b>1.1 GÉNÉRALITÉS :</b>	<b>5</b>
<b>1.2 Q.C.D. ET PLASMA DE QUARKS ET DE GLUONS :</b>	<b>9</b>
1.2.1-Généralités . . . . .	9
1.2.2-Diagramme de phase de la matière nucléaire . . . . .	10

### Chapitre2 Contexte expérimental

<b>2.1 COLLISIONS D'IONS LOURDS ULTRA-RELATIVISTES AU LHC</b>	<b>12</b>
2.1.1-Principe . . . . .	13
2.1.2- Observables du QGP . . . . .	14
2.1.3- Production de sondes dures . . . . .	14
<b>2.2 LE DÉTECTEUR ALICE</b>	<b>15</b>
2.2.1-La partie centrale d'ALICE . . . . .	16
2.2.2-Le spectromètre dimuons . . . . .	18

### Chapitre3 mesure de la production de beauté dans les collisions Pb-Pb centrales

<b>3.1 MÉCANISME DE PRODUCTION DES HADRONS DE BEAUTÉ . . . . .</b>	<b>21</b>
--------------------------------------------------------------------	-----------

<b>3.2</b>	<b>DÉSINTÉGRATIONS SEMI-MUONIQUES DES HADRONS BEAUX . .</b>	<b>22</b>
<b>3.3</b>	<b>ESTIMATION DE LA FRACTION DE BEAUTÉ À L'AIDE DES PAIRES</b>	
	<b>MUONS DE SIGNES OPPOSÉS . . . . .</b>	<b>23</b>
<b>3.3.1</b>	<b>Matlab . . . . .</b>	<b>23</b>
<b>3.3.2</b>	<b>Paramétrisation des distributions en masse invariante . . . . .</b>	<b>23</b>
<b>3.3.3</b>	<b>Ajustement de la l'amplitude . . . . .</b>	<b>24</b>
<b>3.4</b>	<b>CONCLUSION ET PERSPECTIVES . . . . .</b>	<b>27</b>
	 <b>Bibliographie</b>	 <b>28</b>

## Introduction :

Les formes de matières qui existaient lors du Big Bang, explosion considérée comme étant à l'origine de l'univers sont encore à l'étude de nos jours du fait de leur complexité. La physique des ions lourds permet d'atteindre en laboratoire de hautes températures et densités qui prévalaient dans l'univers quelques  $\mu s$  après le big bang. Les collisions d'ions lourds permettent ainsi l'étude de la transition de phase prédite par Q.C.D. de la matière nucléaire ordinaire vers un plasma de quarks et de gluons.

En Avril 2007 doit démarrer le grand collisionneur LHC (Large Hadron Collider) au CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire), point de départ prometteur d'un programme qui mobilise des milliers de physiciens. Étant le plus grand collisionneur actuellement en construction, capable de délivrer une énergie encore jamais atteinte sur terre, le LHC permettra de répondre à plusieurs questions sur les composants ultimes de la matière. Au près du LHC, quatre détecteurs seront installés dont ALICE (A Large Ion Collider Experiment ) qui permettra de tester la théorie de la Chromodynamique quantique prédisant l'existence de plasma de quarks et de gluons pour des densités d'énergie extrêmes.

Le but de ce stage a été d'étudier la production de quarks beaux dans les collisions Pb-Pb centrales. Nous allons tout d'abord donner les aspects essentiels de la physique des particules, ensuite parler de la Chromodynamique Quantique et du plasma de quarks et de gluons. La troisième partie est consacrée à la description de la méthode de mesure de la production des quarks beaux.

# Chapitre 1

## Contexte théorique

### 1.1- Généralités

La physique des particules [1, 2] est née du désir de comprendre la structure ultime de la matière et des forces qui la transforment. Elle rassemble les recherches expérimentales visant à faire progresser la connaissance de la matière.

La description de la matière a depuis longtemps intrigué l'humanité. Vu l'immense diversité des formes que prend celle-ci à l'échelle humaine, il est tentant de penser qu'à une échelle plus petite, elle existe sous une forme plus fondamentale voire plus simple. À tort ou à raison, l'approche scientifique s'est laissée guider par ce concept en espérant qu'une fois les briques fondamentales obtenues, il serait possible de reconstruire l'édifice jusqu'à notre échelle et même au-delà.

Notre conception de la matière est en constante évolution avec la création de collisionneurs de plus en plus puissants, pour le moment, elle révèle une structure passablement riche dont voici une description sommaire : commençons par illustrer de façon simplifiée la structure interne de l'atome à la figure 1.1.1.



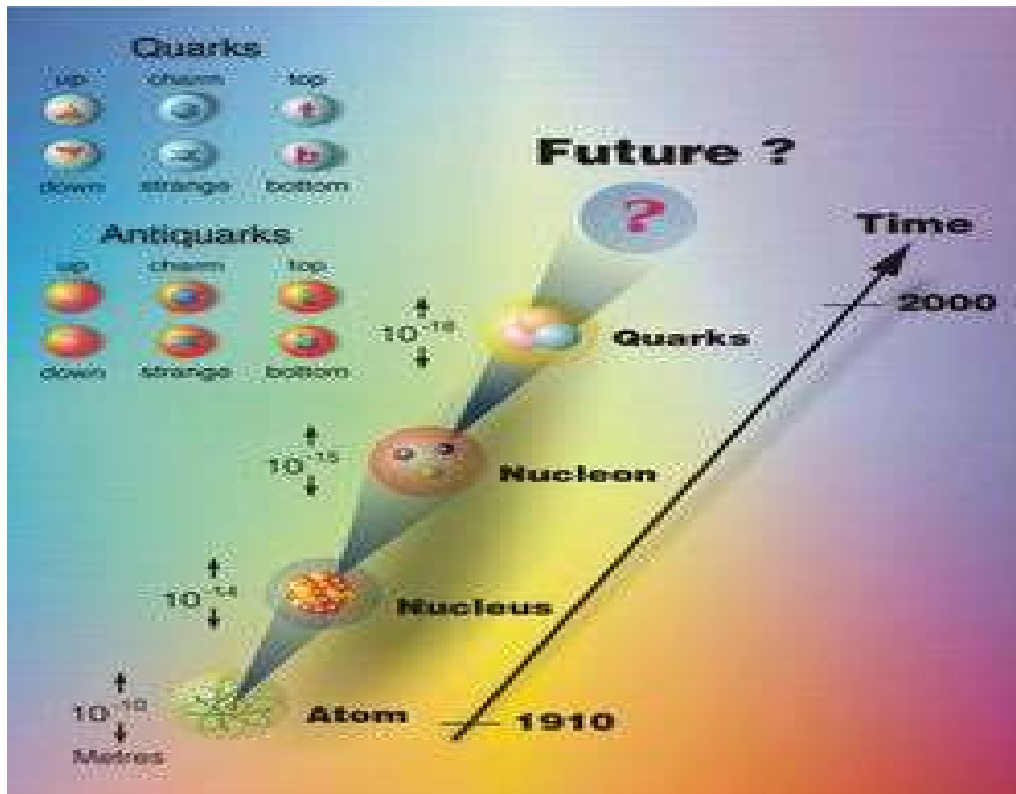


Fig.1.1.1- Les composants de l'atome et leurs ordre de grandeurs

On peut dès lors identifier certaines particules comme l'électron et le quark . Mais il existe d'autres particules dont certaines sont fondamentales comme les quarks et les leptons et d'autres composites comme les hadrons.

## Les leptons

Les leptons [2, 3, 4] sont caractérisés par les propriétés suivantes :

- ce sont des particules qui n'interagissent pas fortement;
- ils portent des charges électriques entières;
- ils possèdent une charge "faible" et peuvent être regroupés en paires appelées doublets d'interaction faible;
- ce sont des fermions.

Les trois familles de leptons jusqu'alors connues sont :

$e^-$ electron	$\mu^-$ muon	$\tau^-$ tau
$\nu_e$ neutrino e	$\nu_\mu$ neutrino $\mu$	$\nu_\tau$ neutrino $\tau$

## Les quarks

Les quarks [2, 3, 4] sont les particules fondamentales qui forment la matière, ils sont caractérisés par les propriétés suivantes :

- ils interagissent fortement;
- ils portent des charges électriques fractionnaires;
- ils possèdent une charge faible et forment des doublets d'interaction faible;
- on leur associe aussi une charge colorée (couleur) et forment des triplets d'interaction forte.

Les quarks jusqu'alors connus sont au nombre de six : les quarks « up » (u), « down » (d), « strange » (s), « charm » (c), « bottom » (b) et le quark « top » (t). Ces quarks diffèrent en fonction de leurs masses et certaines de leurs charges. Les différents quarks, leurs charges et leurs masses sont résumés dans le tableau 1.2.

Quark	Charge	Mass in $\text{GeV}/c^2$
u	$\frac{2}{3}$	0.004
d	$-\frac{1}{3}$	0.008
s	$-\frac{1}{3}$	0.3
c	$\frac{2}{3}$	1.5
b	$-\frac{1}{3}$	5.0
t	$\frac{2}{3}$	170

Tab. 1.1.1: Les différents types de quarks, leurs charges et leurs masse.

## Les Hadrons

Les quarks ne peuvent exister individuellement c'est pour cette raison qu'ils s'associent pour former des particules appelées hadrons qui sont eux de couleur neutre. Il y a 2 classes de hadrons [2, 3] :

### -Les mésons

Ils sont constitués d'un quark, d'un antiquark qui est l'antiparticule du quark et de gluons liants.

Un méson est un objet de couleur neutre , car son quark et son antiquark ont

des charges de couleurs opposées. Le tableau 1.1.2 nous montre quelques exemples de mésons et leurs caractéristiques.

MÉSON = $q\bar{q}$	quarks	charge électrique	masse (GeV/c <sup>2</sup> )	spin
$\pi^+$ pion	$u\bar{d}$	+1	0.140	0
$K^-$ kaon	$s\bar{u}$	-1	0.494	0
$K^0$ kaon	$d\bar{s}$	0	0.498	0
$\rho^+$ rho	$u\bar{d}$	0	0.770	1
$D^+$ D	$c\bar{d}$	+1	1.869	0
$\eta_c$ eta-c	$c\bar{c}$	0	2.980	0

Tab. 1.1.2: quelques exemples de mésons et leurs caractéristiques.

### -Les Baryons

Les baryons sont des hadrons constitués de trois quarks, ils sont sensibles à l'interaction forte et parmi eux les plus connus sont les protons et les neutrons. Le terme « baryon » vient du grec barys qui signifie « lourd » ; il se réfère au fait que les baryons sont en général plus lourds que les autres types de particules. Ces baryons ont leurs propres antiparticules, les anti-baryons constitués de 3 antiparticules.

Les figures 1.1.2 et 1.1.3 nous montrent des baryons de spin respectivement 1/2 et 3/2.

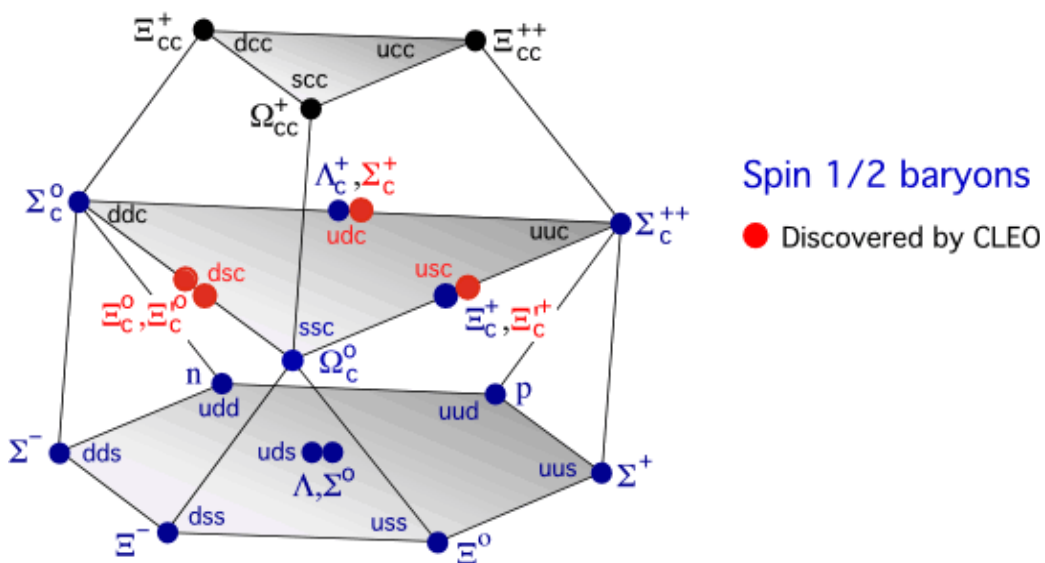


Fig.1.1.2-Quelques baryons de spin 1/2 et leurs constituants.



phénomène est appelé la liberté asymptotique. Cela explique le confinement des quarks : prenons l'exemple d'un baryon (particule composée de 3 quarks). Si l'on essaye d'écarter un quark, il faut lui fournir une certaine énergie. Mais comme l'interaction forte croît avec la distance, il faudra fournir de plus en plus d'énergie, jusqu'à un certain niveau où l'énergie fournie permettra la création d'une paire quark-antiquark et on obtiendra ainsi un méson (particule composée de 1 quark et 1 antiquark) et un baryon. C'est pour cela que l'on obtient des jets hadroniques durant les collisions dans les accélérateurs de particules, et non des jets de quarks.

De manière plus précise, la chromodynamique quantique décrit l'interaction forte comme un groupe de jauge particulier sur la couleur des quarks, nommé groupe de jauge SU(3) (pour special unitary group, groupe spécial unitaire de degré 3).

La chromodynamique quantique a permis de prédire de nombreux effets, tels le confinement des quarks, les condensats de fermions et les instantons.

Une version discrète de la théorie, nommée chromodynamique quantique sur réseau et développée en 1974 par Kenneth Wilson, a permis d'obtenir certains résultats précédemment incalculables.

### **1.2.2-Diagramme de phase de la matière nucléaire :**

Les prédictions jusqu'alors connues suggèrent que la matière nucléaire [4,6] pourrait se présenter en quatre phases distinctes :

- Une phase liquide : correspondant à des températures inférieures à 10 MeV et des densités voisines de la densité nucléaire normale ( $\rho = \rho_0$ ) ;
- Une phase solide : pour des températures faibles et des densités élevées ( $\rho \gg \rho_0$ );

- Une phase gazeuse : pour des températures allant de 10 à 100 MeV et des densité moyennement élevées. On parle alors de Gaz hadronique (GH);

- Une phase de plasma de quark et de gluons : pour de hautes densités et/ou températures  $T > T_c$  (température critique prédite par QCD sur réseaux  $175 \pm 15$  MeV). La phase de plasma de quarks et de gluons ( QGP ) fait l'objet, à l'heure actuelle, de nombreuses recherches quant à sa mise en évidence.

La figure 1.1.2 illustre le diagramme de phase de la matière nucléaire [6] dans le plan température T, densité baryonique ( $\rho$ ).

On voit que la formation d'un PQG est décrite par deux processus (fig1.2.2). Le premier est la compression de la matière froide ( $T = 0$  MeV), résultat du pouvoir de chaque noyau à arrêter l'autre. Les nucléons sont tassés

les uns contre les autres jusqu'à se chevaucher. On parle de densité critique  $\epsilon_c$ , estimée de 5 à 10 fois la densité  $\epsilon_0$ , lorsque les quarks et les gluons ne sont plus confinés. Ceux-ci se meuvent alors librement dans le volume créé grâce à l'écrantage de la force de couleur. Le second processus est le chauffage de la matière du aux interactions multiples entre baryons produisant en majorité des mésons. Ce système mésonique thermalisé et dépourvu de baryons subit une transition de phase vers le plasma à la température critique ( $T_c$ ). La encore, plus aucune force n'agit sur les quarks et antiquarks créés. En réalité, les deux processus conduisent à la formation de QGP, le chemin pour parvenir à un plasma dépendra des conditions expérimentales telles que l'énergie des ions, leur taille, la centralité de la collision ...

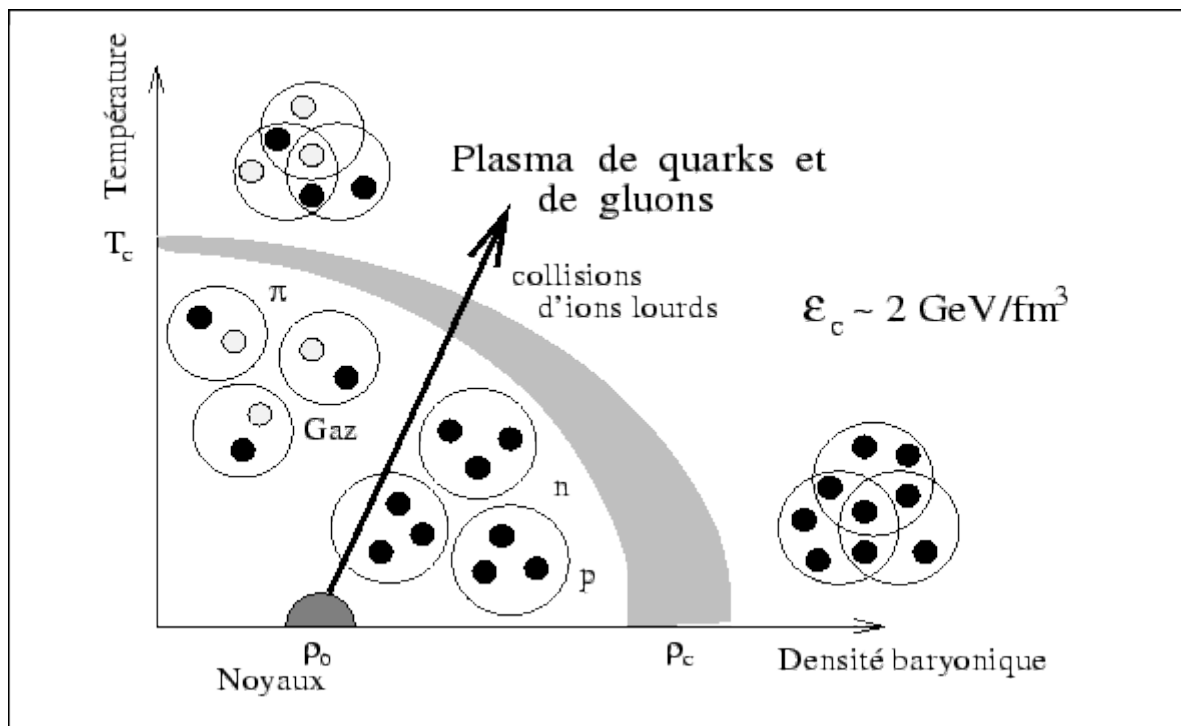


fig. 1.2.2 – diagramme de phase de la matière nucléaire dans le plan température ( $T$ ), densité baryonique ( $\rho$ ) .



## Chapitre2

### Contexte expérimental

#### 2.1 Collisions d'ions lourds ultra-relativistes au LHC .

##### 2.1.1-Principe :

Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes [7] sont l'unique moyen d'obtenir en laboratoire des densités et températures suffisamment grandes autorisant l'éventuel formation d'un plasma de quarks et de gluons. Le principe est non seulement d'obtenir des valeurs critiques de température et de potentiel chimique mais également de maintenir ces conditions pour un temps permettant l'étude du système.

Lorsque 2 noyaux subissent une collision, la nature de la collision dépend du paramètre d'impact  $b$  correspondant à la distance séparant les lignes de vol des noyaux (voir fig.1.1.2).

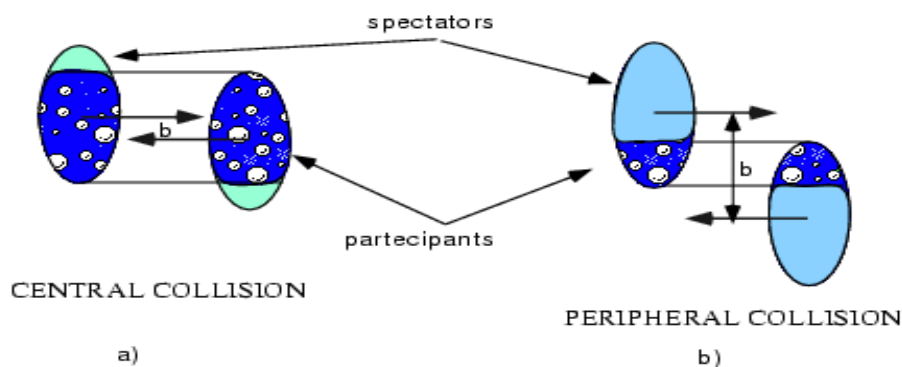


Fig.1.1.2 Exemples de collisions suivant le paramètre d'impact.



Ce paramètre d'impact nous renseigne donc sur la centralité de la collision et est compris entre 0 (collisions très centrales ) et la somme des rayons des ions entrant en collision (collisions très périphériques). Dans l'étude qui suit, nous nous sommes intéressé à la production de quarks beaux dans les collisions Pb-Pb centrales ( $b < 3\text{fm}$ ) représentant 5% des collisions.

### 2.1.2-Observables du QGP

Rechercher expérimentalement une manifestation du PQG lors d'une collision d'ions lourds consiste généralement à mesurer une observable dont la valeur est sensée, d'après les arguments théoriques, varier de façon significative suivant que l'évolution du système formé est caractérisée par une phase de plasma ou qu'elle a suivi un scénario purement hadronique. D'un point de vue théorique et « idéaliste », c'est une observable dont le comportement doit changer plus ou moins « brusquement » lorsque la densité d'énergie dépasse la densité critique et dont la valeur doit donc être différente de part et d'autre de ce seuil de transition de phase.

Les leptons apparaissent à plusieurs égards comme étant les signaux les plus propres du plasma de quarks et de gluons. Ils sont produits dans le QGP aux premiers instants de la collision et ne subissent aucune modification lors de la phase hadronique.

La signature de la formation d'un plasma par la détection des paires de leptons est l'une des premières proposées. L'idée de base est que les dileptons de désintégration des mésons vecteurs permettent de donner accès aux propriétés de la matière nucléaire dense à diverses étapes de l'évolution de la collision.

### 2.1.3-Production de sondes dures

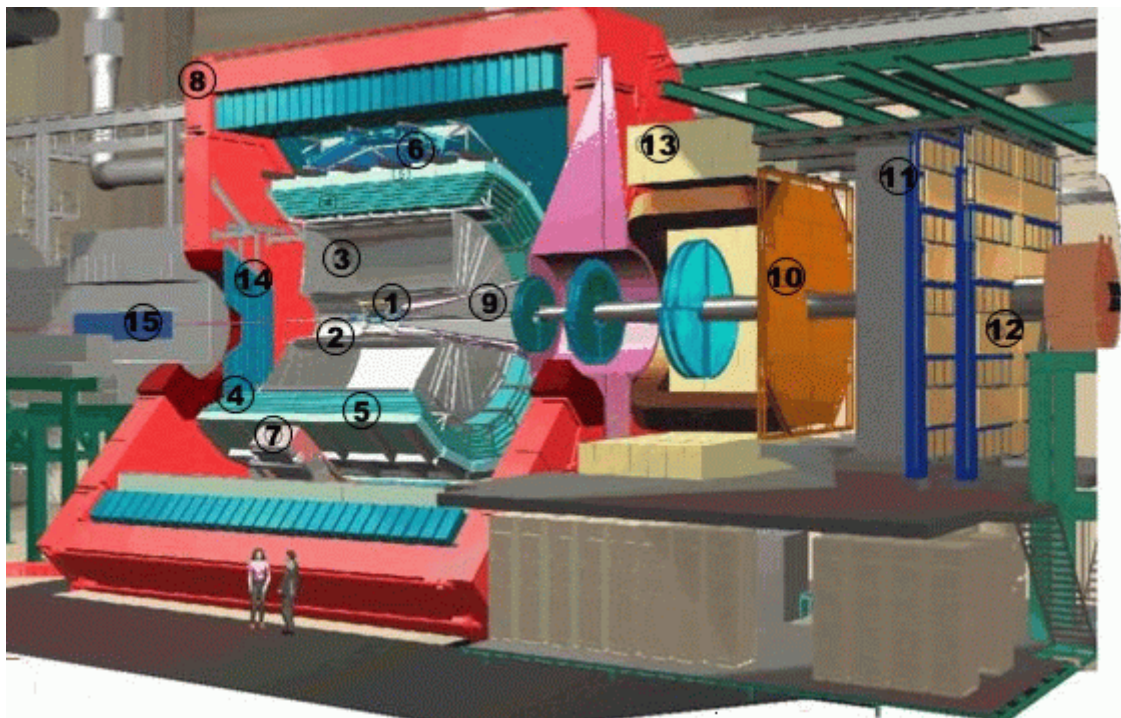
LHC produira des collisions d'ions lourds à une énergie dans le centre de masse de 5.5TeV/paire de nucléons, 30 fois supérieure à celle délivrée actuellement par RHIC. Cette augmentation d'énergie ouvre un champ complètement vierge à la discipline où la production de particules est initiée par des diffusions « dures » (à grand transfert d'impulsion) et les densités d'énergie suffisantes pour traiter le plasma de quarks et de gluons comme un gaz parfait de quanta QCD (la limite asymptotique dite de « Stefan-Boltzman »). Afin de se faire une idée qualitative du régime atteint au LHC, on attend 98% de collisions « dures » comparés à seulement 2% au SPS (et 50% au RHIC) [8].

Les quarks lourds, et plus généralement les processus dits « durs », sondent la dynamique de la collision aux tous premiers instants mais également à des

échelles de temps plus longues. D'une part la production perturbative de quarks lourds a lieu à  $\tau$  ( $\tau \propto 1/m_Q$ ). D'autre part, les quarks lourds se désintègrent faiblement de sorte que leur durée de vie est plus longue que celle du milieu dense créé dans la collision d'ions lourds, les quarks lourds pourraient ainsi subir une perte d'énergie par « Bremsstrahlung » de gluons dans un plasma (effet également appelé « Jet Quenching » observé au RHIC pour les quarks légers [9, 10]). On peut également ajouter que les quarkonia, états liés de quarks  $Q\bar{Q}_{\text{bar}}$ , ont des énergies de liaison de l'ordre de quelques centaines de MeV, comparables à la masse d'écran du plasma.

La mesure de la production de quarks lourds constitue donc un test précis de la théorie des interactions fortes, la chromodynamique quantique QCD, ainsi qu'une signature du plasma de quarks et de gluons.

## 2.2-Le détecteur ALICE



- |                               |                                   |
|-------------------------------|-----------------------------------|
| (1) Point de la collision     | (9) Absorbeur                     |
| (2) Inner Tracking System     | (10) Chambres de traces           |
| (3) Time Projection Chamber   | (11) Filtre de muons              |
| (4) Temps de vol              | (12) Trigger des muons            |
| (5) Photon Spectrometer       | (13) Dipole                       |
| (6) High Momentum Particle ID | (14) Photon Multiplicity Detector |
| (7) Trigger                   | (15) Zero Degree Chamber          |

(8) Culasse de l'aimant

Fig.2.2.Le détecteur ALICE .

Le détecteur ALICE est dédié à l'étude des collisions lourds ultra-relativistes ; il sera implantée dans l'ancien puits de l'expérience L3 .

Sa capacité à détecter la plupart des hadrons, leptons et photons permettra d'étudier un large champ de physique des ions lourds ultra-relativistes et d'accéder à la majeure partie des signatures prédites du plasma des quarks et de gluons.

En plus des collisions Pb-Pb, ALICE étudiera les collisions d'ions plus légers, pour lesquels la densité atteinte sera plus faible. Enfin le fonctionnement en mode proton permettra de fixer une référence et ouvrira un riche programme de physique p-p, complémentaire à ceux des expériences A.T.L.A.S., C.M.S et L.H.C.b.

## **2.2.1-La partie centrale d'ALICE.**

La partie centrale d'ALICE [11, 12] ou « barrel », dans l'aimant L3 se compose de tonneaux successifs de détecteurs placés concentriquement autour de l'axe du faisceau, fournissant une symétrie azimutale complète (  $\Delta\phi = 2\pi$  ). Elle permettra de mesurer toutes les observables hadroniques, de rechercher les signaux exotiques et de détecter les signaux électromagnétiques.

Pour cela on doit être en mesure de reconstruire les trajectoires des dizaines de milliers de particules émises à chaque collision et de les identifier avec une efficacité acceptable. La déviation de ces particules chargées est effectuée grâce à un champ de 0.2 Tesla parallèle à l'axe du faisceau et produit par l'aimant L3.

En partant du vertex primaire, le système de tracking et d'identification des particules chargées ( séparation des  $\pi$ , K, p,  $e$  ) se compose de l'ensemble ITS (Inner Tracking System ), TPC (Time Projection Chamber ) et PID (Particle Identification Detector ).

L'ITS est constitué de 6 couches de détecteurs au silicium. Il constitue le seul outil de reconstruction des particules de faible impulsion qui ne vont pas jusqu'à la TPC. Il permettra essentiellement de déterminer le vertex primaire et les vertex secondaires de désintégration des mésons lourds (D, B), des hypérons (  $\Lambda$ ,  $\Xi$ ,  $\Omega$  ) et des  $K^0$ , il permet aussi de reconstruire les traces de particules de basse impulsion (  $P_{\perp} < 100$  MeV ), n'atteignant pas la TPC et d'améliorer la résolution sur les traces de haute impulsion lorsqu'on l'associe à la TPC. La combinaison ITS + TPC, par la mesure de l'impulsion et de la perte d'énergie ( $dE/dx$ ) des particules, permet de reconstruire et d'identifier les

particules de moment transverse moyen qui représentent plus de 90% de toutes les particules émises. Le PID apporte une précision supplémentaire à cette mesure en déterminant le temps de vol des particules. A partir de ces informations, on peut déterminer les multiplicités et les distributions de tous les hadrons et mettre en évidence les résonances  $\rho$ ,  $\omega$  et  $\Phi$  en reconstruisant le spectre de masse invariante des di-électrons. La mesure des photons s'effectuera avec un calorimètre électromagnétique: PHOS (Photon Spectrometer).

Pour la détection des jets, se traduisant par l'émission de particules de moment transverse élevé, on utilisera le HMPID (High Momentum Particle Identification Detector). Il a été optimisé pour pouvoir réaliser une identification  $\pi/K$  et  $K/p$  jusqu'à des impulsions de 3 GeV/c et 5 GeV/c respectivement.

Le détecteur de rayonnement de transition ou T.R.D. (Transition Radiation Detector) a été proposé pour la physique des di-électrons. Le but principal de ce détecteur est l'identification des électrons de  $P > 1$  GeV/c.

La conjonction des informations du TRD avec celles de la TPC et de L'ITS permettra l'étude de la production des mésons vecteurs et la désintégration semi-leptonique des hadrons charmés ou beaux.

Le TOF (Time Of Flight) mesure le temps de vol des particules. Associé à la T.P.C. Et L'I.T.S., il permettra d'obtenir une identification événement par événement des pions, kaons et protons pour des impulsions comprises entre 0.2 et 2.5 GeV/c. L'identification de ces derniers kaons permettra en plus l'étude de divers spectres de masse.

Le PHOS (PHOton Spectrometer) a pour tâche de mesurer les photons d'énergie compris entre 0.5 et 10 GeV provenant de la partie centrale d'ALICE. Il permettra l'étude du Q.G.P. via la mesure des photons directs, la mesure de « jet quenching » comme signature du déconfinement en étudiant la production des  $\pi^0$  et  $|\eta|$  de grande impulsion à travers des processus tel que  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ , de signer la restauration de la symétrie chirale en étudiant les fluctuations événements du nombre de photons par rapport au nombre de charges.

### **2.2.2- Le spectromètre dimuons :**

Le spectromètre dimuons [12, 13] complète la partie centrale et permettra d'étudier la production des résonances de quarks lourds (principalement les familles du  $J/\Psi$  et du  $\Upsilon$ ) via leurs désintégration muonique.

Il a été conçu de façon à satisfaire les critères suivants.

- Avoir une grande acceptance jusqu'à bas  $P_{\perp}$ .
- Obtenir une résolution une résolution lui permettant de séparer les  $J/\Psi$  des  $\Psi'$
- Arriver à un taux de déclenchement inférieur au maximum accepté par le système d'acquisition ou DaQ.
- Permettre le fonctionnement en mode  $p - A$  et  $p - p$  en plus du mode  $A - A$ .

Pour pouvoir satisfaire tous ces critères le spectromètre dimuons se compose d'un jeu de 3 absorbeurs, d'un système de trajectographie ("Tracking") et d'un système de déclenchement ("Trigger").

### Les absorbeurs

Ils sont nécessaires pour réduire le bruits de fond et le taux d'occupation des chambres dans le bras dimuons dus aux multiples particules lors des collisions d'ions lourds. Cette réduction doit se faire sans jouer sur la qualité du signal obtenu.

Pour accomplir cette tâche le spectromètre dimuons dispose de 3 absorbeurs :

-*L'absorbeur frontal* : Étant un cône couvrant l'acceptance, il a pour but de supprimer le plus possible de photons et de hadrons provenant du vertex et de protéger les détecteurs de la partie centrale d'ALICE des secondaires produits dans l'absorbeur lui-même.

-*Le blindage du faisceau* : Il a pour but de limiter le bruit de fond provenant des particules produites durant la collision ou issues des interactions gaz-faisceau. Il consiste en un absorbeur dense, placé à petit angle.

-*Le filtre à muons* : Il est nécessaire pour protéger les chambres du système de déclenchement, complétant ainsi le travail de l'absorbeur et du blindage du faisceau. Il s'agit d'un mur de fer de 1.2 m d'épaisseur, placé à la suite des chambres de trajectographie, juste devant les chambres de "trigger".

### Le système de trajectographie

Le système de trajectographie du bras dimuons d'ALICE est composé d'un dipôle électromagnétique et de 5 stations de C.P.C. (Cathode Pad Chambers).

-*Le dipôle* : le dipôle magnétique du spectromètre dimuons est un aimant chaud de 3 Tm de champ magnétique intégré ( $B_{\max} = 0.7 \text{ T}$ ). Centré à 9.9 m du point d'interaction, sa longueur est de 5 m et son acceptance angulaire est celle du spectromètre.

-*Les chambres de trajectographie* : Pour la détection des muons, le système

de trajectographie utilise 5 stations de détecteurs à cathode segmentée ou C.P.C. (Cathode Pad Chambers). Les stations 3 à 5 sont constituées de détecteurs sous forme de lattes et les stations 1 et 2, de quadrants. Les différentes stations sont disposées de part et d'autre du dipôle et sont chacune composées de 2 plans de chambres. Chaque chambre permet d'avoir accès à la position de l'impact en 2 dimensions.

### Le système de déclenchement du spectromètre dimuons

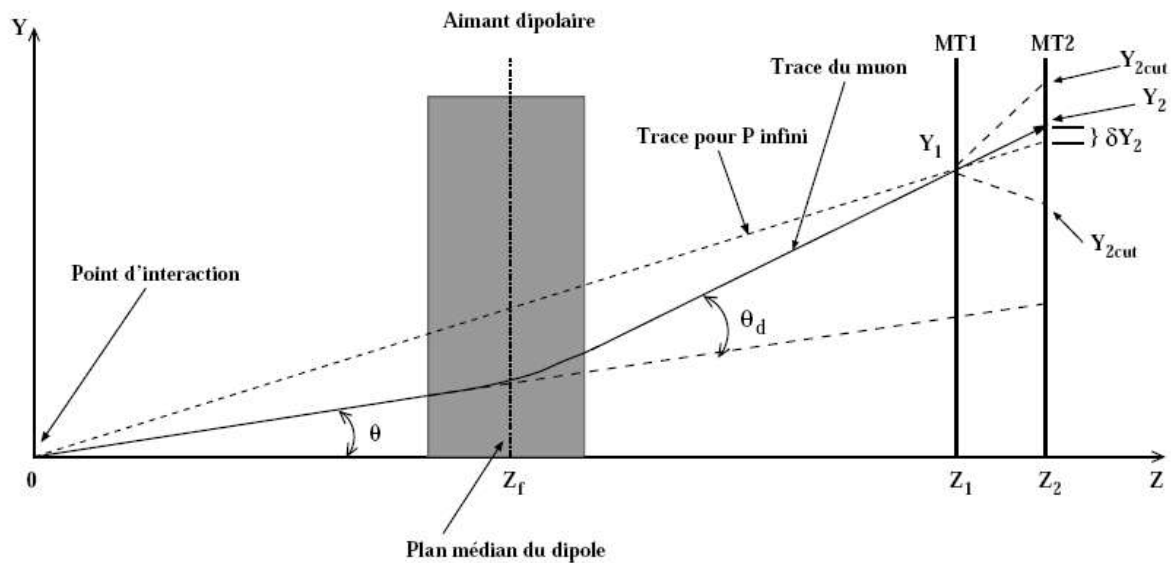


Fig.2.2.2-Shéma de principe du « trigger » du bras dimuons.

Le principe du système de déclenchement du bras dimuons (fig.2.2.2) est la suivante :

Un muon issu d'un point d'interaction est dévié d'un angle  $\theta_d$  par le champ magnétique puis détecté par les 2 stations "Trigger" (M.T.1 et M.T.2) en  $Y_1$  et  $Y_2$ . Pour passer la coupure, un muon doit avoir une déviation  $\delta Y_2$ , par rapport à une trace rectiligne, inférieure à une limite fixée  $Y_{2cut}$  ; cette limite correspond à la déviation de muons de  $P_{\perp} = P_{\perp \text{seuil}}$ .

ALICE dispose aussi d'autres détecteurs [12] de dimensions plus modestes localisés à petit angle et servant à obtenir des informations sur les caractéristiques globales des collisions et à fournir des variables sur lesquelles des coupures peuvent être appliquées. C'est le cas du **Z.D.C**(Zero Degree Calorimeter), du **P.M.D**(Photon Multiplicity Detector), du **F.M.D**(Forward Multiplicity Detector), du **T.O** et du **V.O**.



## Chapitre3

### Mesure de la production de beauté dans les collisions Pb-Pb centrales

#### 3.1-Mécanisme de production des hadrons beaux

La production des hadrons beaux se fait en 2 étapes :

Nous avons tout d'abords la production des quarks lourds décrite par les diagrammes de Feynman (Fig3.1.1 et Fig3.1.2)

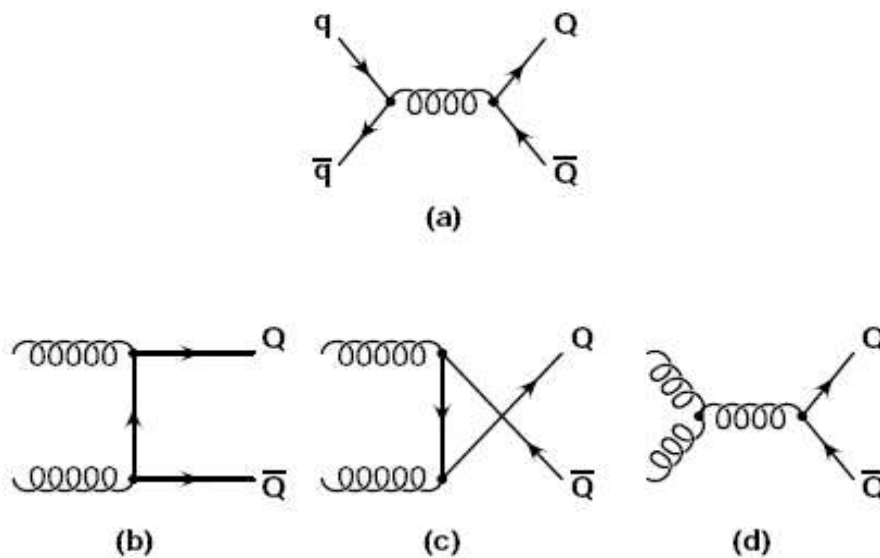


Fig.3.1.1-Digramme de Feynman à ordre dominant.



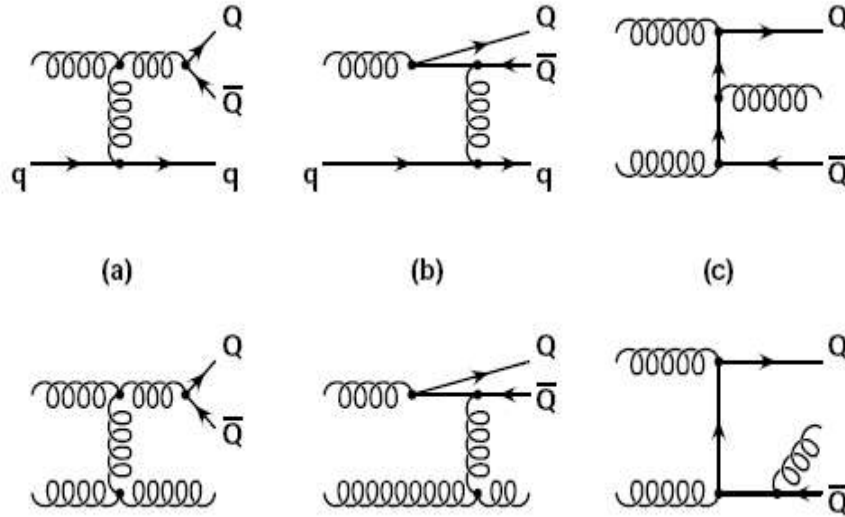


Fig.3.1.2-Diagramme de Feynman aux ordres supérieurs.

Ensuite ces quarks beaux vont se lier à des quarks légers du vide pour donner des hadrons beaux.

### 3.2-Désintégration semi muonique des hadrons beaux

Outre les désintégrations semi-muoniques directes [14]  $B \rightarrow \mu\nu X$ , on observe aussi des muons de seconde génération provenant de la désintégration en cascade de type  $B \rightarrow DX$ ,  $D \rightarrow \mu\nu X'$ . Les rapports de branchement semi-muoniques sont donnés dans le tableau 3.1.

<i>Hadrons-c</i>	<i>Rapports de branchement</i>		<i>Hadrons-b</i>	<i>Rapports de branchement</i>	
$D^+$	<b>0.17</b>	<b><math>0.102 \pm 0.009</math></b>	$B^+$	<b>0.105</b>	<b><math>0.102 \pm 0.009</math></b>
$D^0$	<b>0.077</b>	<b><math>0.065 \pm 0.008</math></b>	$B^0$	<b>0.105</b>	<b><math>0.105 \pm 0.008</math></b>
$D_s^+$	<b>0.080</b>	<b><math>0.080 \pm 0.05</math></b>	$B_s^0$	<b>0.105</b>	<b><math>0.079 \pm 0.024</math></b>
$\Lambda_c^+$	<b>0.045</b>	<b><math>0.045 \pm 0.017</math></b>	$\Lambda_b^0$	<b>0.105</b>	<b><math>0.077 \pm 0.018</math></b>
$\Xi_c^0$		<b>0.08</b>	$\Xi_b^-$		<b>0.105</b>
$\Xi_c^+$		<b>0.08</b>	$\Xi_b^0$		<b>0.105</b>
$\Omega_c^0$		<b>0.08</b>	$\Omega_b^-$		<b>0.105</b>

Tab.3.1- Rapports de branchement semi-muonique.

On remarque que les désintégrations des mésons  $B$  peuvent cependant produire des paires de leptons de même signe ou de signes opposés de la manière suivante :

$$\begin{array}{l}
 B^+ \rightarrow \overline{D^0} \ell_1^+ \nu_\ell \\
 \quad \quad \quad \searrow \\
 \quad \quad \quad \ell_2^- X' \\
 \\
 \overline{B^0} \rightarrow D^+ \ell_3^- \overline{\nu}_\ell \\
 \quad \quad \quad \searrow \\
 \quad \quad \quad \ell_4^+ X''
 \end{array}$$

### 3.3-Estimation de la fraction de beauté à l'aide des paires muons de signes opposés :

Le spectromètre à muons du détecteur ALICE n'est pas équipé d'un détecteur qui permette de distinguer les événements  $bb_{\text{bar}}$  (détecteur de vertex). Cependant, la fraction de beauté peut être évaluée sur une base statistiques. Afin de distinguer le signal  $bb_{\text{bar}}$  et  $cc_{\text{bar}}$ , on utilise les formes prédites à l'aide du Monte Carlo.

#### 3.3.1-Matlab

Ce travail a été mené à l'aide du logiciel Matlab (Matrix Laboratory), un outil très puissant d'une grande utilité pour les scientifiques du fait de la qualité de son langage de programmation et de son environnement utilisateur.

Il contient de plus de nombreuses « boîtes à outils » ou « toolbox » permettant d'analyser mathématiquement des données physique (Ajustement, Linéarisation ... ).

#### 3.3.2-Paramétrisation des distributions en masse invariante :

J'ai réalisé la paramétrisation des données avec le « curve fitting tool » du logiciel Matlab.

Les distributions en masse invariante subissent tout d'abord une opération de lissage ou « smoothing » permettant de s'affranchir des fluctuations statistiques liées à la statistique limitée des données simulées. En supprimant toute variation brusque de la distribution, la procédure de lissage permettra de faciliter le fit. Parmi les diverses méthodes de smoothing (Moving average, Lowess, Loess, Savitzky-Golay, Robust Lowess, Robust Loess), nous avons choisi celle qui donne la meilleure approximation des points.

Enfin, parmi les fonctions de fit dont on dispose (Exponential, Fourier, Gaussian, Interpolant, Polynomial, Rational, Smoothing Spline, Sum of Sin Functions, Weibull ), on choisira la plus régulière. Nous avons finalement choisis les fonctions de type Gaussian de la forme :

$$y = a_1 \cdot \exp(-((x-b_1)/c_1)^2) + \dots + a_n \cdot \exp(-((x-b_n)/c_n)^2)$$

qui permettent une bonne approximation des spectres en masse invariante du charme et de la beauté.

Pour la fonction charme( $f_c$ ), on est allée jusqu'à l'ordre 3 c-à-d  $n=3$  et pour la fonction beauté( $f_b$ ) jusqu'à l'ordre 5. La figure 3.3.2 nous montre la distribution du charme et de la beauté sur les basses masses ainsi que leurs fonctions ajustées.

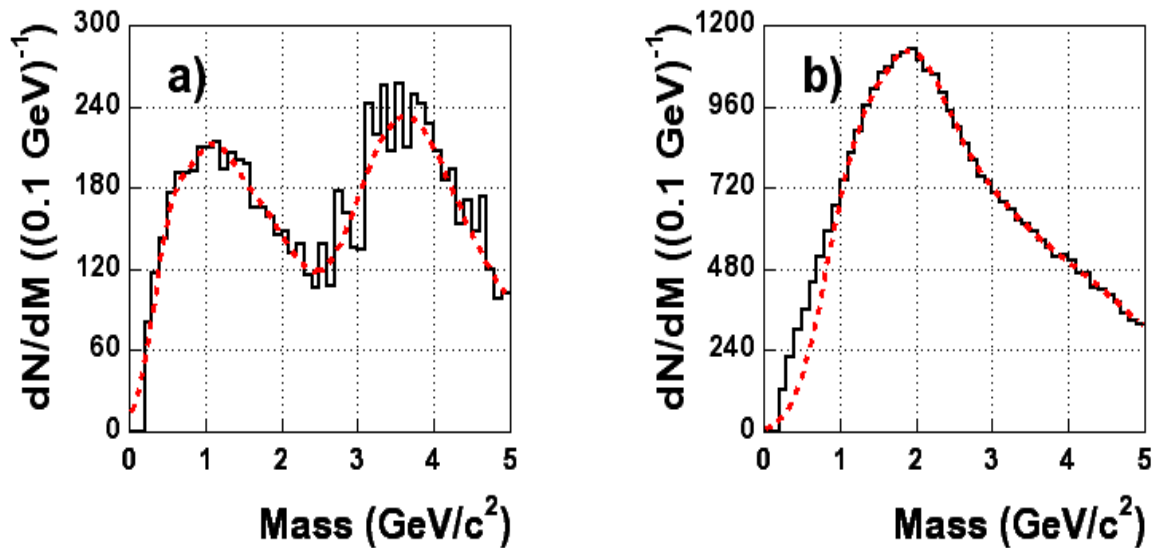


Fig.3.3.2-Distribution du charme (a) et de la beauté (b) sur les basses masses et fonctions ajustées (en pointillés ).

### 3.3.3- Ajustement de la l'amplitude :

À partir des fonctions  $f_b$  et  $f_c$  obtenues précédemment, on construit des fonctions unitaires ( $\|f\|=1$ ) du charme et de la beauté  $f_{bu}=f_b/B_0$  et  $f_{cu}=f_c/C_0$  ou  $B_0$  et  $C_0$  sont respectivement les nombre définis par  $B_0=\int_{0.5} f_b(M)dM$  et  $C_0=\int_{0.5} f_c(M)dM$ .

On définit par T le nombre total de dimuons de signe opposés, par B le nombre

total de dimuons provenant de la désintégration des mésons beaux et par C le nombre de dimuons de signe opposés provenant de la désintégration des mésons charmés. On en déduit que  $T=A+B$ .

Connaissant T et les deux fonctions unitaires, on définit la fonction  $f_{\text{total}}=Af_{\text{cu}}+Bf_{\text{bu}}$  qui doit reproduire la distribution en masse mesurée. Étant donné la relation  $A=T-B$ , on a  $f_{\text{total}}(B)=(T-B)f_{\text{cu}}+Bf_{\text{bu}}$  qui se réduit à une seule inconnue.

Pour extraire la valeur optimale de B, on applique la méthode du **chi-carré** [15, 16] .

Si l'on considère un modèle que l'on souhaite ajuster à des mesures et qui est défini, pour un jeu de M paramètres  $a_1, \dots, a_M$  par:

$$y(x) = y(x; a_1 \dots a_M)$$

Et si l'on dispose de N points de mesure ayant chacune une incertitude de mesure  $\sigma_i$  la méthode d'ajustement du chi-carré va consister à minimiser la quantité suivante :

$$\chi^2 \equiv \sum_{i=1}^N \left( \frac{y_i - y(x_i; a_1 \dots a_M)}{\sigma_i} \right)^2$$

Dans notre cas  $y(x)$  représente la fonction  $f_{\text{total}}$ ,  $y_i$  les points de la distribution en masse invariante des dimuons, les  $x_i$  la masse et les paramètres  $a_1, \dots, a_M$  se réduisent au paramètre B.

La valeur finale extraite pour B est  $28390 \pm 141$ .

La figure 3.3.3 nous montre les fonctions obtenues après l'ajustement.

Notons que les paramétrisations ne reproduisent pas parfaitement les distributions initiales. Ces erreurs associées aux erreurs statistiques (luminosité intégrée sur 1 mois de faisceau Pb) expliquent la valeur assez levée du chi-carré par degré de liberté de 5.

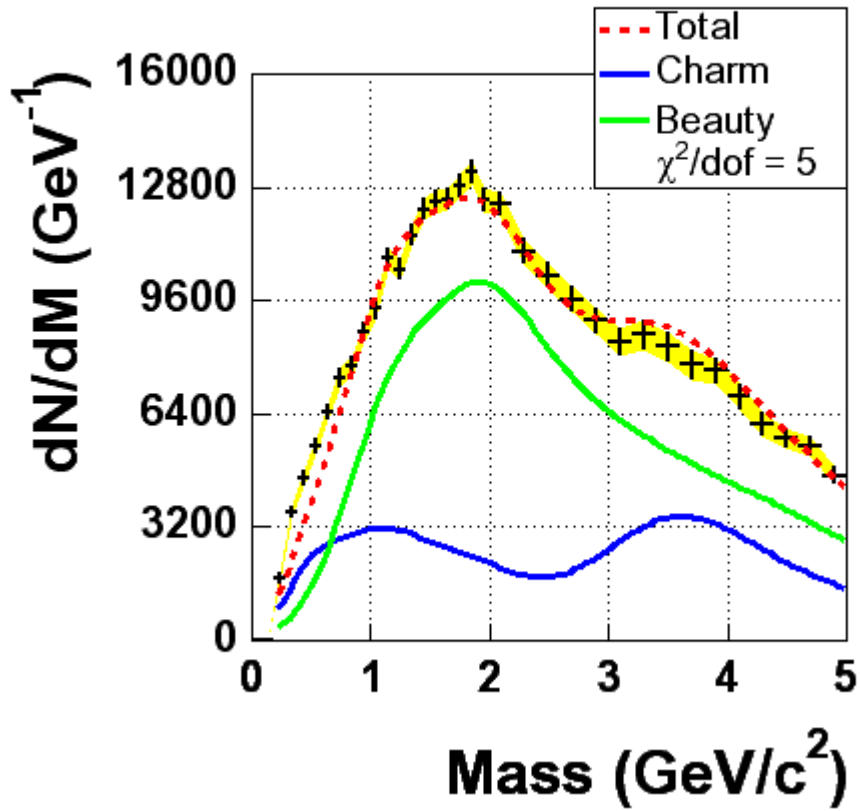


Fig.3.3.3-Distribution en masse invariante  $\mu^+\mu^-$  dans les collisions Pb-Pb pour les masses  $\leq 5$  GeV/c<sup>2</sup> et les fonctions ajustées du charme et de la beauté.

## Conclusion et perspectives

Le stage a permis d'étudier la production de beauté avec le spectromètre dimuons de l'expérience ALICE.

La mesure de la beauté dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes est une observable directe pour la mise en évidence d'un nouvel état de la matière (QGP). En effet, on s'attend à ce que les quarks  $b$  perdent de l'énergie par rayonnement de gluons si il y a formation de QGP.

Pour aboutir à ces résultats il a fallu décrire le mécanisme de production et de désintégration en dimuons des hadrons beaux. Le spectre en masse invariante des dimuons de signe opposés nous a permis de quantifier la production de beauté.

Après l'ajustement des données réalisée à l'aide d'outils statistiques nous avons pu faire une estimation du nombre de quarks  $b$  qu'on s'attend à mesurer avec le spectromètre à muons d'ALICE.

Cependant, diverses perspectives peuvent être envisagées pour améliorer les résultats obtenus parmi lesquelles le choix de la méthode de paramétrisation, l'utilisation de fonctions spline s'avérant plus précise quant à la description de variables physique.

# Bibliographie

- [1] L. LEDERMAN, « pour la science »
- [2] L. MARLEAU, *introduction à la physique des particules*, Département de physique , de génie physique et d'optique Université Laval (Québec) (2000)  
[http://feynman.phy.ulaval.ca/marleau/marleau\\_ppnotes.pdf](http://feynman.phy.ulaval.ca/marleau/marleau_ppnotes.pdf)
- [3] S. EIDELMAN et al., *Review of Particle Physics*, Physics Letters (2004)
- [4] Cours de Christian Kuhn donné à l'école Joliot-Curie de physique nucléaire (1998)
- [5] Note de cours de O. Schneider à l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne (2003)
- [6] J. Y. GROSSIORD, *Plasma de quark et de gluon en laboratoire*,  
<http://www.spm.cnrs-dir.fr/actions/publications/idp/IdP2002/pdf/17.pdf>
- [7] X. LOPEZ , Thèse Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, DU 1544- EDSF 437 (2004)
- [8] Nucl. Phys. A175 (2003) 432c
- [9] Phys. Rev. Lett. 88, (2002) 022301
- [10] Phys. Rev. Lett. 91, (2003) 072303
- [11] B. FORESTIER, Thèse Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, DU 1457- EDSF 399 (2003)
- [12] ALICE Collaboration, *Technical Proposal*, CERN/LHCC 95-71 (1995)
- [13] ALICE Collaboration, *Addendum to the technical Design Report of the forward muon spectrometer*, CERN/LHCC 2000-46 (2000)

- [14] ALICE Internal Note, ALICE-INT-2005-v1.0
- [15] J. M. JOLION, *Probabilités et statistiques*, Département de génie industriel (2005)  
<http://rfv.insa-lyon.fr/jolion/STAT/poly.html>
- [16] W. J. Metzger, *Statistical Methods in Data Analysis*, HEN-343 (2002)